

# Pro-gradu tutkielma

## Ympyräpolarisoidun synkrotronisäteilyn tuotto

Aleksi Änäkälä

Oulun yliopisto

Fysiikan laitos

2012



# Sisältö

<b>1</b>	<b>Johdanto</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Sähkömagneettisen säteilyn polarisaatio</b>	<b>2</b>
2.1	Polarisaatio . . . . .	2
2.1.1	Taso-, elliptinen- ja ympyräpolarisaatio . . . . .	2
2.1.2	Polarisaattori ja Malusin laki . . . . .	4
2.2	Polarisaatioaste, koherenssimatriisi ja Stokesin parametrit . . .	5
2.2.1	Stokesin parametrit . . . . .	5
2.2.2	Koherenssimatriisi . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Synkrotroni</b>	<b>11</b>
3.1	Synkrotronin toimintaperiaate . . . . .	13
3.2	Taivutusmagneettien tuottama säteily . . . . .	17
3.3	Undulaattorit ja wigglerit . . . . .	22
<b>4</b>	<b>Ympyräpolarisoitu synkrotronisäteily</b>	<b>30</b>
4.1	Ympyräpolarisaatio tavanomaisella optiikalla . . . . .	30
4.2	Ympyräpolarisaation tuottamiseen käytetyt undulaattorit . . .	32
4.3	Ympyräpolarisoitua synkrotronisäteilyä tuottava MAX IV-laboratorion I1011-säteilylinja . . . . .	35
<b>5</b>	<b>Synkrotronisäteilyn polarisaation määrittäminen</b>	<b>38</b>



# 1 Johdanto

Viime vuosikymmenten aikana eri puolille maailmaa on rakennettu lukuisia synkrotronilaboratorioita, muun muassa Ruotsissa Lundissa sijaitseva MAX IV-laboratorio. 1990- ja 2000-luvulla tekniikan kehitys on mahdollistanut myös intensiivisen ympyräpolarisoidun synkrotronisäteilyn tuottamisen. Ympyräpolarisoitua synkrotronisäteilyä hyödynnetään mm. ympyrädikroismiin (engl. *circular dichroism*, CD), sekä kulma- ja spin-erotteiseen fotoemissioon ja Auger-emissioon liittyvissä tutkimuksissa.

Tässä tutkielmassa käydään läpi sähkömagneettisen säteilyn polarisaatioon liittyviä käsitteitä sekä synkrotronin toimintaperiaate. Tämän jälkeen tutustutaan ympyräpolarisoidun synkrotronisäteilyn tuottamiseen undulaattoreiden avulla sekä esitellään lyhyesti yksi MAX IV-laboratorion ympyräpolarisoitua synkrotronisäteilyä tuottavista säteilylinjoista, I1011. Lopuksi käsitellään synkrotronisäteilyn polarisaation kokeellisen määrittämisen perusteita. Tutkielmassa paljon käytetty käsite valo viittaa yleisesti sähkömagneettiseen säteilyyn, ei pelkästään näkyvän valon aallonpituuden omaavaan säteilyyn. [1], [2]

## 2 Sähkömagneettisen säteilyn polarisaatio

### 2.1 Polarisaatio

Polarisaatio kuvaa poikittaisen aaltoliikkeen värähtelyjen suunnan käyttäytymistä aallon etenemissuuntaa vasten kohtisuorassa tasossa. Sähkömagneettisen säteilyn tapauksessa polarisaatio kuvaa sähkökenttävektorin  $E$  suuntaa. Näin polarisaatio antaa suunnan sähkömagneettisen aallon vaikutuksessa olevan varatun hiukkasen kokemalle Lorentz-voimalle.

Tarkastellaan kiinnitetyssä avaruuden pisteessä  $z = 0$  positiivisen  $z$ -akselin suuntaan kulkevan sähkömagneettisen aallon sähkökenttää  $E$ .  $(x,y)$ -tasossa värähtelevä sähkökenttä voidaan jakaa  $y$ - ja  $x$ -akselien suuntaisiin komponentteihin

$$\begin{aligned} E_x(t) &= a_1(t)e^{-i[\omega t - \phi_1(t)]} \\ E_y(t) &= a_2(t)e^{-i[\omega t - \phi_2(t)]}, \end{aligned} \tag{1}$$

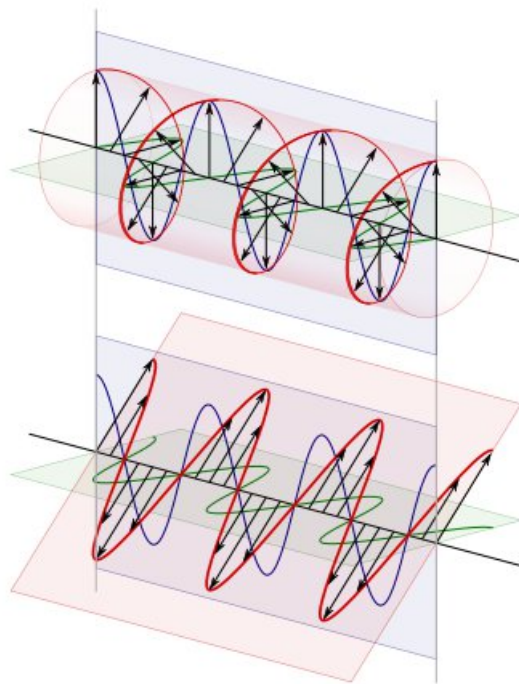
missä  $a_1$  ja  $a_2$  ovat sähkökentän komponenttien amplitudit,  $\phi_1$  ja  $\phi_2$  niiden vaiheet sekä  $\omega = 2\pi\nu$  on kulmataajuus.  $\nu = f$  on värähtelytaajuus, joka liittyy aallon nopeuteen, tässä tapauksessa valonnopeuteen  $c$ , ja aallonpituuteen  $\lambda$  relaation  $c = \nu\lambda$  kautta. [3], [4]

#### 2.1.1 Taso-, elliptinen- ja ympyräpolarisaatio

Kun sähkökenttä värähtelee sattumanvaraisesti joka suuntaan, sanotaan että säteily on polarisoitumatonta tai satunnaisesti polarisoitunutta.

Lineaarisesti polarisoituneessa valossa sähkökenttä värähtelee tietyssä etenemissuunnan määräämässä tasossa (kuva 1). Tällöin sähkökentän  $x$ - ja  $y$ -komponentit ovat samassa vaiheessa tai niiden vaihe-ero  $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2 = \pm\pi$  ( $= \pm 180^\circ$ ). Lineaarisesti polarisoituneen säteilyn etenemissuunnan ja sähkökentän värähtelysuunnan muodostamaa tasoa kutsutaan sähkökentän suunnaksi, sähkökentän tasoksi, polarisaation suunnaksi tai polarisaatiotasoksi. Käsitteen polarisaatiotasoa käyttöä tässä yhteydessä tulisi kuitenkin

välttää, sillä sitä voidaan käyttää optiikassa myös pinnasta heijastuneen valon polarisaation yhteydessä, jolloin se tarkoittaa heijastuspinnan määräämää tasoa. Näin määriteltynä polarisaatiotaso olisi kohtisuorassa sähkökentän värähtelytasoon nähden. [5]



Kuva 1. Ympyräpolarisoidun (yllä) ja lineaarisesti polarisoidun (alla) sähkömagneettisen säteilyn sähkökenttävektorin käyttäytyminen. Kuvissa on esitetty myös sähkökenttävektorien projektiot vaaka- ja pystyakseleille eli sähkökentän x- ja y-komponentit. Jos säteilyn etenemissuunnaksi asetetaan kohti kuvan oikeaa laitaa, ympyräpolarisaatio on oikeakätinen. [6]

Ympyräpolarisoidussa säteilyssä komponenttiaaltojen amplitudit  $a_1$  ja  $a_2$  ovat yhtä suuret ja niiden välinen vaihe-ero on  $\pm \frac{\pi}{2}$  ( $= \pm 90^\circ$ ). Näin ollen sähkökenttävektorin suuruus on koko ajan vakio, mutta se pyörii (x,y)-tasossa (kuva 1). Kun ”katsotaan” ympyräpolarisoitua valoa lähteestä etenemissuun-

taan päin ja tarkastellaan sähkökenttävektorin pyörimistä kiinnitetyssä pisteessä, se voi pyöriä joko vasta- tai myötäpäivään. Edellisessä tapauksessa puhutaan vasenkätisestä eli vastapäiväisestä polarisaatiosta ja jälkimmäisessä tapauksessa oikeakätisestä eli myötäpäiväisestä polarisaatiosta. Toisinaan polarisaation kätisyys määritellään tarkastellen sähkökentän pyörimistä katsottaessa valolähteeseen. Tällöin kätisyydet ovat vastakkaiset.

Yleisessä tapauksessa sähkökentän komponenttien vaihe-ero voi olla myös mielivaltaisen ja amplitudit erisuuria. Tällöin sähkökenttävektorin pituus muuttuu ja se pyörii (x,y)-tasossa vektorin kärjen kulkiessa ellipsin muotoista rataa. Tällöin puhutaan elliptisestä polarisaatiosta. Lineaarisen- ympyräpolarisaation voidaan ajatella olevan elliptisen polarisaation erikoistapauksia. [3], [4]

### 2.1.2 Polarisaattori ja Malusin laki

Valon polarisaatiota voidaan tutkia polarisaattorien eli valon polarisaatiota muuttavien laitteiden avulla. Yksinkertaisimmillaan polarisaattori voi olla esimerkiksi sopiva kide, prisma tai pinnoitettu levy. Lineaarisessa polarisaattorissa on ns. transmissioakseli, jonka suuntainen säteilyn komponentti läpäisee polarisaattorin. Muut säteilyn komponentit absorboituvat polarisaattoriin tai ohjautuvat eri reitille.

Valon polarisaatio voidaan määritellä myös polarisaattorin avulla. Lineaarisesti polarisoitunut valo noudattaa Malusin lakia läpäistessään polarisaattorin:

$$I = I_0 \cos^2 \theta, \quad (2)$$

missä  $I_0$  on valon intensiteetti ennen polarisaattoria ja  $I$  polarisaattorin jälkeen.  $\theta$  on polarisaatiosuunnan ja transmissioakselin välinen kulma. Näin ollen täysin lineaarisesti polarisoitunut valo läpäisee ideaalisen lineaarisen polarisaattorin täysin, kun transmissioakseli on polarisaation suuntainen ( $\theta =$



$0^\circ$ ). Jos taas transmissioakseli on kohtisuorassa polarisaation suuntaan nähden ( $\theta = 90^\circ$ ), ei valoa pääse läpi lainkaan.

Täysin polarisoitumattoman valon voidaan ajatella sisältävän yhtä paljon kaikkiin suuntiin lineaarisesti polarisoitunutta valoa. Koska  $\cos^2 \theta$  aika-keskiarvo on  $\frac{1}{2}$ , menettää polarisoitumaton valo 50% intensiteetistään läpäisessään ideaalisen lineaarisen polarisaattorin, riippumatta transmissioakselin suunnasta. Läpi päässyt säteily on lineaarisesti polarisoitunutta sähkökentän ollessa transmissioakselin suuntainen.

Polarisaation määrittäminen polarisaattorien avulla ei kuitenkaan ole täysin yksiselitteistä. Käytännössä polarisaattorit eivät ole koskaan ideaalisia, vaan ne absorboivat hieman myös transmissioakselin suuntaista säteilyä tai päästävät läpi akselia kohtisuoraan olevaa säteilyä. Lisäksi polarisaattorit toimivat vain tietyllä aallonpituusalueella, jolloin eri aallonpituuden omaavien säteilyjen polarisaatioiden vertailu on vaikeaa. [4], [7]

## 2.2 Polarisaatioaste, koherenssimatriisi ja Stokesin parametrit

Säteilyn polarisoitumista voidaan kuvata polarisaatioasteen  $P$  avulla. Polarisaatioaste määritellään valon täysin polarisoituneen osan intensiteetin ja kokonaisintensiteetin suhteena:

$$P = \frac{I_{pol}}{I_{tot}} \quad (3)$$

Polarisaatioasteen arvo  $P = 0$  kuvaa polarisoitumatonta valoa,  $P = 1$  täysin polarisoitunutta ja polarisaatioasteen ollessa välillä  $0 < P < 1$  on valo osittain polarisoitunutta.

### 2.2.1 Stokesin parametrit

Säteilyn polarisaatiota tarkasteltaessa pelkkä polarisaatioaste ei useinkaan riitä, vaan lisäksi tarvitaan tietoa polarisaation jakautumisesta lineaariseen ja ympyräpolarisaatioon. Tähän voidaan käyttää esimerkiksi Stokesin parametreja. Stokesin parametrit koostuvat neljästä reaalisesta elementistä:

$$\begin{aligned}
I_{tot} = \quad S_0 &= \langle a_1^2 \rangle + \langle a_2^2 \rangle \\
S_1 &= \langle a_1^2 \rangle - \langle a_2^2 \rangle \\
S_2 &= 2 \langle a_1 a_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) \rangle \\
S_3 &= 2 \langle a_1 a_2 \sin(\phi_1 - \phi_2) \rangle .
\end{aligned} \tag{4}$$

Parametri  $S_0$  antaa siis suoraan säteilyn kokonaisintensiteetin. Kahden tai useamman päällekkäisen valoallon yhdistyessä saadaan yhdistyneen aallon Stokesin parametrit summaamalla yksittäisten aaltojen parametrit:

$$\begin{aligned}
S_0 &= \sum_{i=1}^n S_0^{(i)} \\
S_1 &= \sum_{i=1}^n S_1^{(i)} \\
S_2 &= \sum_{i=1}^n S_2^{(i)} \\
S_3 &= \sum_{i=1}^n S_3^{(i)}
\end{aligned} \tag{5}$$

Polarisaatioaste voidaan ilmaista helposti Stokesin parametrien avulla:

$$P = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \tag{6}$$

$$P_{lin} = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}}{S_0} \tag{7}$$

$$P_{ymp} = \frac{S_3}{S_0} \tag{8}$$

missä  $P$  on säteilyn polarisaatioaste,  $P_{lin}$  lineaarisen polarisaation polarisaatioaste ja  $P_{ymp}$  ympyräpolarisaation polarisaatioaste. Vaihtoehtoisesti voidaan käyttää myös kokonaisintensiteetin  $S_0$  suhteen normalisoituja Stokesin parametreja eli Stokes-Poincarén parametreja  $P_1$ ,  $P_2$  ja  $P_3$ , jotka määritellään seuraavasti:

$$P_i = \frac{S_i}{S_0} \quad i = 1, 2, 3 \quad (9)$$

Tällöin  $P_3 = P_{ymp}$  on ympyräpolarisaation parametri,  $P_1$  sekä  $P_2$  lineaarisen polarisaation parametreja ja polarisaatioaste  $P = \sqrt{P_1^2 + P_2^2 + P_3^2}$ .

Stokesin parametreillä voidaan lisäksi kuvata elliptisesti polarisoidun säteilyn sähkökenttävektorin kärjen (x,y)-tasoon piirtämän ellipsin muoto ja asento:

$$\epsilon = \sqrt{1 - \left(\frac{b}{a}\right)^2} = \sqrt{1 - \left(\frac{S_3}{S_0 + \sqrt{S_1^2 + S_2^2}}\right)^2} \quad (10)$$

$$\eta = \frac{1}{2} \arctan \frac{S_2}{S_1}, \quad (11)$$

missä  $a$  on ellipsin isoakselin puolikas ja  $b$  pikkuakselin puolikas.  $\epsilon$  on ellipsin eksentrisyys, joka saa ympyräpolarisaation tapauksessa arvon 0 ja kasvaa ellipsin kaventuessa ja pidentyessä, kunnes lineaarisen polarisaation tapauksessa saavuttaa arvon 1. Kulma  $\eta$  puolestaan kuvaa ellipsin pääakselin poikkeamaa x-akselista vastapäivään mitattuna.

Stokesin parametrit ja sitä kautta myös polarisaatio voidaan määrittää kokeellisesti mittaamalla säteilyn intensiteetti, tai jokin muu vuo, kun säteily läpäisee kuusi erilaista polarisaattoria tai polarisaattorisarjaa:

$I_H$	horisontaalinen lineaarinen polarisaattori ( $0^\circ$ )
$I_V$	vertikaalinen lineaarinen polarisaattori ( $90^\circ$ )
$I_{45}$	$45^\circ$ lineaarinen polarisaattori
$I_{135}$	$135^\circ$ lineaarinen polarisaattori
$I_R$	oikeakätisesti ympyräpolarisoiva polarisaattori
$I_L$	vasenkätisesti ympyräpolarisoiva polarisaattori

Tällöin Stokesin parametreiksi saadaan

$$\begin{aligned}
S_0 &= I_H + I_V = I_{tot} \\
S_1 &= I_H - I_V \\
S_2 &= I_{45} - I_{135} \\
S_3 &= I_R - I_L.
\end{aligned} \tag{12}$$

[3], [7], [8], [9]

### 2.2.2 Koherenssimatriisi

Stokesin parametrien lisäksi polarisaatiota voidaan kuvata myös esimerkiksi koherenssimatriisin avulla. Koherenssimatriisin määrittämiseksi tarkastellaan kiinnitettyssä avaruuden pisteessä ( $z = 0$ ) z-akselin suuntaan keskitaajuudella  $\bar{\omega}$  etenevää lähes monokromaattista säteilyä. Sen sähkökenttä on muotoa

$$\begin{aligned}
E_x(t) &= a_1(t)e^{-i[\bar{\omega}t - \phi_1(t)]} \\
E_y(t) &= a_2(t)e^{-i[\bar{\omega}t - \phi_2(t)]},
\end{aligned} \tag{13}$$

missä  $a_1$  ja  $a_2$  ovat sähkökentän komponenttien amplitudit sekä  $\phi_1$  ja  $\phi_2$  niiden vaiheet.

Kun sähkökentän y-komponentti hidastuu vaiheen  $\epsilon$  verran x-komponenttiin nähden ja kun aalto läpäisee kulmassa  $\theta$  raon, joka on poikittain x-suuntaan nähden, vain raon suuntainen sähkökentän komponentti voidaan havaita. Tällöin sähkökenttä on muotoa

$$E(t, \theta, \epsilon) = E_x \cos \theta + E_y e^{i\epsilon} \sin \theta. \tag{14}$$

Näin valoaallon intensiteetiksi saadaan

$$\begin{aligned}
I(\theta, \epsilon) &= \langle E(t, \theta, \epsilon) E^*(t, \theta, \epsilon) \rangle \\
&= J_{xx} \cos^2 \theta + J_{yy} \sin^2 \theta + J_{xy} e^{i\epsilon} \sin \theta + J_{yx} e^{i\epsilon} \cos \theta,
\end{aligned} \tag{15}$$

missä  $\langle \rangle$  tarkoittaa aikakeskiarvoa ja  $*$  kompleksikonjugaattia.  $J_{xx}$ ,  $J_{xy}$ ,  $J_{yx}$  ja  $J_{yy}$  ovat koherenssimatriisin elementtejä:

$$J = \begin{pmatrix} \langle E_x E_x^* \rangle & \langle E_x E_y^* \rangle \\ \langle E_y E_x^* \rangle & \langle E_y E_y^* \rangle \end{pmatrix} \quad (16)$$

$$= \begin{pmatrix} \langle a_1^2 \rangle & \langle a_1 a_2 e^{i(\phi_1 - \phi_2)} \rangle \\ \langle a_1 a_2 e^{-i(\phi_1 - \phi_2)} \rangle & \langle a_2^2 \rangle \end{pmatrix} \quad (17)$$

Valoaallon kokonaisintensiteetti on koherenssimatriisin jälki:

$$I_{tot} = \text{Tr} J = J_{xx} + J_{yy} = \langle E_x E_x^* \rangle + \langle E_y E_y^* \rangle \quad (18)$$

Täysin polarisoitumattoman valon koherenssimatriisi on muotoa

$$J^{(1)} = \begin{pmatrix} A & 0 \\ 0 & A \end{pmatrix} \quad (19)$$

Täysin polarisoituneen valon koherenssimatriisin on puolestaan muotoa

$$J^{(2)} = \begin{pmatrix} B & D \\ D^* & C \end{pmatrix}, \quad \text{missä } BC - DD^* = 0. \quad (20)$$

Kahden tai useamman päällekkäisen valoaallon yhdistetty koherenssimatriisi on yksittäisten aaltojen koherenssimatriisien summa. Näin ollen osittain polarisoituneen valon koherenssimatriisi voidaan esittää polarisoituneen ja polarisoitumattoman valon matriisien summana:

$$J = J^{(1)} + J^{(2)} = \begin{pmatrix} J_{xx} & J_{xy} \\ J_{yx} & J_{yy} \end{pmatrix} \quad (21)$$

Näin ollen valon kokonaisintensiteetti  $I_{tot}$  ja täysin polarisoituneen osan intensiteetti  $I_{pol}$  voidaan laskea erikseen

$$I_{tot} = \text{Tr} J = J_{xx} + J_{yy} \quad (22)$$

$$I_{pol} = \text{Tr}(J^{(2)}) = B + C = \sqrt{(J_{xx} + J_{yy})^2 - 4|J|}. \quad (23)$$

Polarisaatioaste voidaan laskea koherenssimatriisin avulla:

$$P = \frac{I_{pol}}{I_{tot}} = \sqrt{1 - \frac{4|J|}{(J_{xx} + J_{yy})^2}}. \quad (24)$$

[4], [8]

### 3 Synkrotroni

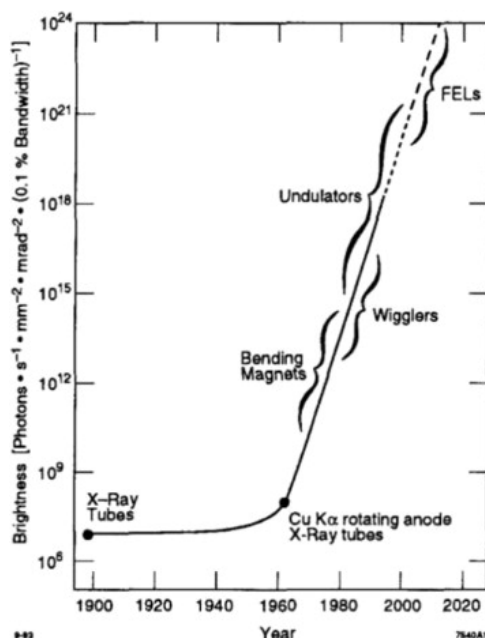
Synkrotroni on hiukkaskiihdytin, jossa sähkömagneettinen säteily syntyy, kun korkeaenergeettisten eli erittäin nopeasti liikkuvien varattujen hiukkas-ten, yleensä elektronien, liikerataa muutetaan. Tällöin ne ovat kiihtyvässä liikkeessä ja emittoivat sähkömagneettista säteilyä. Synkrotronisäteily ha-vaittiin ensimmäisen kerran vuonna 1947. Aluksi synkrotronisäteilyä pidet-tiin vain hiukkaskiihdyttimien haitallisena sivuominaisuutena, sillä synkrot-ronisäteilyn emittoiminen hidastaa liikkuvan varatun hiukkasen nopeutta.

Hiljalleen synkrotronisäteilyä opittiin kuitenkin hyödyntämään. Ensिम-mäisen sukupolven synkrotronilähteet olivat ns. loisoperaatioita eli ne olivat hiukkas- ja ydinfysiikan tutkimuksia varten rakennettujen hiukkaskiihdytti-mien yhteydessä. 1980-luvun alussa valmistuivat ensimmäiset yksinomaan synkrotronisäteilyn tuottamiseen suunnitellut laitokset eli toisen sukupol-ven synkrotronilähteet. Lisälaitteiden eli wigglerien ja undulaattoreiden ke-hittyessä niitä asennettiin synkrotronilaitoksiin ja 1990-luvulla rakennettiin erityisesti niiden käyttöön perustuvia, kolmannen sukupolven synkrotroni-lähteitä. Wigglerien ja undulaattoreiden rakenne ja toiminta on esitelty kappaleessa 3.3.

Uusia, neljännen sukupolven säteilylähteitä, joiden kirkkaus on useaa ker-talukua suurempi kuin 3. sukupolven laitteilla, on suunnitteilla, rakenteilla ja osittain jo käytössäkin. Eräs näistä jo käytössä olevista 4. sukupolven säteily-lähteistä on vapaaelektronilaser (engl. *free electron laser, FEL*). Vapaaelekt-ronilaserissa elektronit kiihdytetään aluksi lähes valon nopeuteen pitkässä, jopa yli kilometrin mittaisessa suorassa kiihdyttimessä. Tämän jälkeen elekt-ronit ohjataan undulaattoriin, jossa elektronit synnyttävät erittäin kirkasta sähkömagneettista säteilyä. Vapaaelektronilaserissa säteilyn tuotto perustuu elektronien ja undulaattorissa syntyvän säteilyn vuorovaikutukseen, ns. itse-vahvistettuun spontaaniin emissioon (engl. *Self-Amplified Spontaneous Emis-sion, SASE*). Tämän vuoksi vapaaelektronilasereissa käytetyt undulaattorit ovat varastorenkaisissa käytettyjä paljon pitempiä, jopa yli sadan metrisin pi-tuisia. Lisäksi säteilyn kirkkaus on huomattavasti suurempi kuin synkrotro-

nin undulaattoreilla tuotetulla säteilyllä (kuva 2). [10]

Synkrotronisäteilyllä on monia etuja muihin lähteisiin verrattuna. Ensinnäkin synkrotroneilla päästään jopa  $10^7 - 10^{10}$ -kertaiseen kirkkauteen verrattuna tavanomaisiin säteilylähteisiin, esimerkiksi röntgenputkiin. Synkrotronisäteilyä voidaan tuottaa yhtäjaksoisesti pitkiä aikoja, jolloin sen avulla voidaan suorittaa tarvittaessa jopa useiden päivien pituisia mittauksia. Tällöin saadaan tilastollisesti erittäin luotettavia mittaustuloksia tai voidaan tutkia hyvin heikkoja ilmiöitä, joita ei muuten voida havaita.

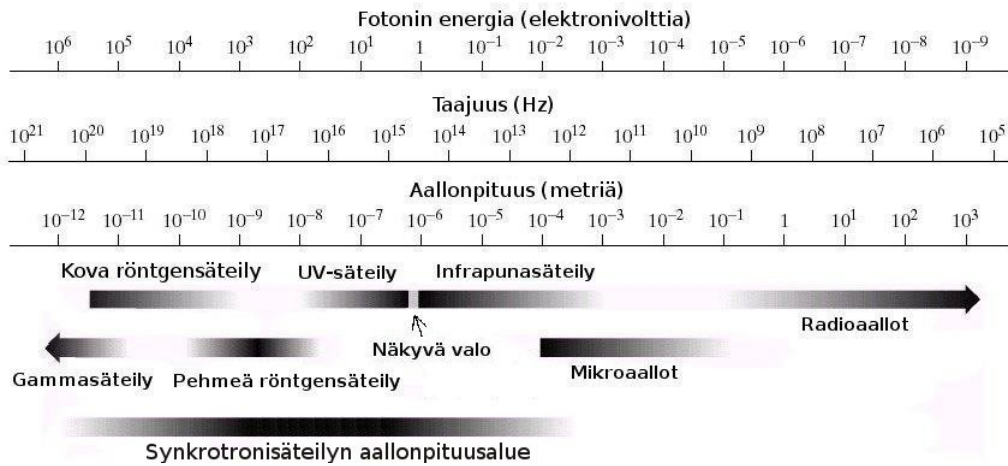


Kuva 2. Röntgensäteilylähteiden kirkkauksien kehitys. Synkrotronien taivutusmagneetit sekä wigglerit ja undulaattorit ovat kasvattaneet käytettävissä olevan röntgensäteilyn kirkkautta valtavasti. 2000-luvulla vapaaelektronilaserit ovat jatkaneet kehitystä. [11]

Tämän lisäksi synkrotronisäteilyn ominaisuudet ovat hyvin säädeltävissä. Synkrotronilla voidaan tuottaa sähkömagneettista säteilyä hyvin laajalla aallonpituusalueella, infrapunasäteilystä aina kovaan röntgensäteilyyn asti (kuva 3). Tuotettu säteily on lisäksi monokromaattista eli sisältää vain haluttua



aallonpituutta.

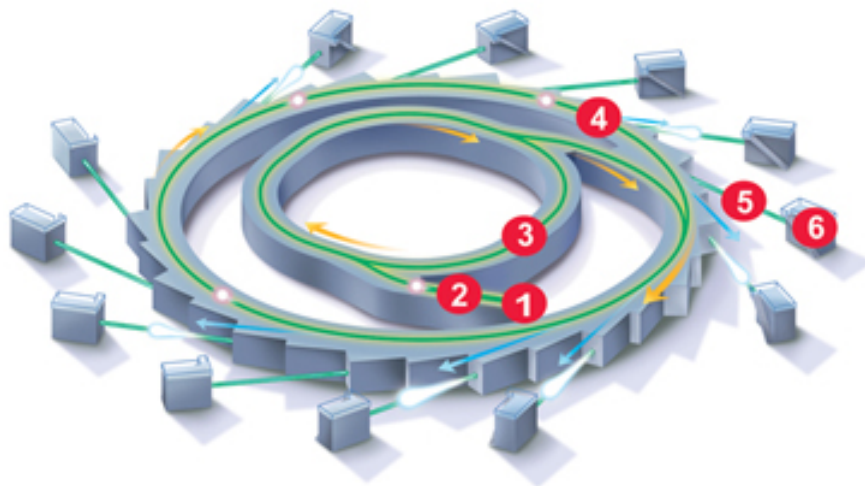


Kuva 3. Synkrotronisäteily kattaa hyvin laajan osan sähkömagneettisen säteilyn spektristä, infrapunasäteilystä kovaan röntgensäteilyyn asti. Kuva muokattu lähteestä [12].

Synkrotronilla voidaan usein myös tuottaa säteilyyn erilaisia polarisaatioita, esimerkiksi vaaka- ja pystysuora lineaarinen polarisaatio, elliptinen polarisaatio sekä vasen- tai oikeakätinen ympyräpolarisaatio. Osassa synkrotronilaitoksista säteily voidaan jaksottaa jopa vain pikosekunnin ( $10^{-12}$ ) pulsseiksi, jolloin sen avulla voidaan tutkia esimerkiksi elektronien siirtymiä, kemiallisia reaktioita ja atomien elektronirakenteen muutoksia. [1], [11], [13], [14], [15]

### 3.1 Synkrotronin toimintaperiaate

Synkrotronin perusrakenne on esitetty kuvassa 4.



Kuva 4. Synkrotronin perusrakenne: Elektronitykki (1), lineaarinen kiihdytin (2), booster-rengas (3), varastorengas (4), säteilylinja (5) ja tutkimusasema (6). Varastorengaassa sijaitsevat taivutusmagneetit, kohdistusmagneetit, kiihdytyskammio sekä undulaattorit ja wigglerit. [16]

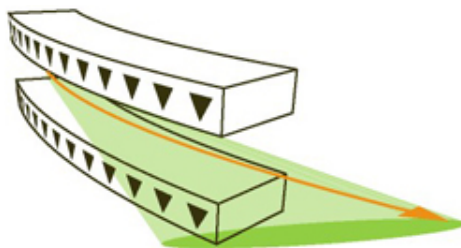
Synkrotronissa kiertävät elektronit saadaan elektronitykistä, jossa tuotetaan vapaita elektroneja esimerkiksi hehkukatodin avulla ja kiihdytetään ne sähkökentällä. Nämä elektronit ohjataan lineaariseen kiihdyttimeen (engl. *linear accelerator, linac*), jossa elektroneille annetaan lisäenergiaa eli kiihdytetään niitä. Tämän jälkeen elektronit siirtyvät kiertämään booster-renkaaseen, jossa niiden liikerata taivutetaan ympyrän muotoiseksi magneettikentän avulla ja niitä kiihdytetään edelleen. Lineaarisessa kiihdyttimessä ja booster-renkaassa elektronien kiihdytys tapahtuu korkeaan energian mikroaalto- ja radioaaltopulsseilla ns. kiihdytyskammioissa (engl. *radio frequency cavity, RF-cavity*). Nämä pulssit saavat elektronit muodostamaan tiiviitä elektroninipuja (engl. *bunches*). Booster-renkaasta ne ohjataan varastorengaaseen (engl. *storage ring*). Lineaarisen kiihdyttimen ja booster renkaan jälkeen elektronit liikkuvat jo lähes valonnopeudella.

Nykyaikaisissa synkrotroneissa elektronien liike-energia on useita sato-

ja megaelektronivoltteja (MeV) tai jopa gigaelektronivolttien (GeV) luokkaa. Varastorenkaiden ympärysmitat ovat useita kymmeniä tai jopa satoja metrejä. Varastorenkkaan sisällä on oltava mahdollisimman hyvä tyhjiö, jotta elektronit eivät törmäisi hiukkasiin ja siten muuttaisi suuntaansa tai menettäisi energiaansa. Jotta elektronisuihkun elektronit pystyvät kiertämään varastorenkaassa useiden tuntien tai jopa vuorokausien ajan, on niiden kiertoradan säilyttävä vakaana. Jos elektronit osuvat varastorenkkaan tyhjiökammion seinin, ne siroavat ja menettävät energiaansa. Elektronisuihku pidetään oikealla radalla varastorenkaaseen sijoitettujen kohdistusmagneettien eli tarkasti säädeltävissä olevien kvadrupoli- ja sekstupolimagneettien avulla.

Varastorengas ei nimestään huolimatta ole ympyrän muotoinen, vaan monikulmio, joka koostuu vuorottelevista suorista osuuksista sekä kaarevista osioista, joissa elektronien rataa taivutetaan ns. taivutusmagneettien (engl. *bending magnets*) avulla. Varastorengas voi koostua jopa kymmenistä peräkkäin vuorottelevista suorista ja kaarevista osioista, jolloin se näyttää ympyrän muotoiselta.

Taivutusmagneetit koostuvat elektronien liikeradan ylä- ja alapuolelle sijoitetuista magneeteista. Ylä- ja alapuolisten magneettien välinen homogeeninen magneettikenttä taivuttaa sen läpi kulkevan elektronisuihkun liikerataa ja mahdollistaa näin elektronien kiertämisen varastorenkaassa. Elektronien liikeradan taipuessa liikkuvat ne hetkellisesti ympyräradalla ja ovat näin olleen kiihtyvässä liikkeessä. Tällöin ne emittoivat sähkömagneettista säteilyä (kuva 5). Tätä säteilyä kutsutaan synkrotronisäteilyksi. Synkrotronisäteilyä voidaan tuottaa myös varastorenkkaan suorille osioille sijoitettavien magneettisarjoista koostuvien lisälaitteiden, undulaattoreiden ja wigglereiden, avulla. Taivutusmagneettien ja lisälaitteiden synnyttämää synkrotronisäteilyä kuvataan tarkemmin kappaleissa 3.2 ja 3.3.



Kuva 5. Kulkiessaan taivutusmagneettien välistä elektronien liikerata kaareutuu ja ne emittoivat sähkömagneettista säteilyä. Säteily emittoituu viuhkamaisesti radan tasossa. [16]

Booster-renkaasta tulevia elektroneja voidaan kiihdyttää varastorenkaassa vielä lisää, kunnes ne saavuttavat varastorenkaalle tyypillisen maksimienergiansa. Elektroneja on kiihdytettävä varastorenkaassa myös tämän jälkeen, sillä kulkiessaan taivutusmagneettien ja lisälaitteiden läpi elektronit emittoivat sähkömagneettista säteilyä ja menettävät täten osan energiastaan ja nopeudestaan. Jos elektronit hidastuvat liikaa, niiden liikerata muuttuu ja ne törmäävät varastorenkaan seinämiin. Jotta näin ei tapahtuisi, säteilyn emittoitumisessa tapahtuva energian menetys täytyy korvata. Varastorenkaassa elektronien kiihdytys tapahtuu yhteen tai useampaan synkrotronin suoraan osioon sijoitetuilla radiotaajuuksisilla kiihdytyskammioilla. Varastorenkaissa olevien kiihdytyskammioiden taajuudet ovat tavallisesti satojen megahertsien (MHz) luokkaa.

Synkrotronissa syntynyt säteily ohjataan ulos varastorenkaasta säteilylinjoja pitkin. Säteilylinjassa on erilaisia optisia laitteita, kuten monokromaattoreita, peilejä, suotimia ja rakolevyjä, joilla säteilyä kohdistetaan ja sen ominaisuuksia säädellään. Säteilylinjan optiikalla voidaan esimerkiksi valita säteilystä tutkimusta varten tarvittava aallonpituusaluealue. Koska synkrotronisäteily on korkeaaenergistä ja erittäin intensiivistä, säteilylinjan optiikalta vaaditaan suurta lämmönkestävyyttä ja sitä täytyy jatkuvasti jäähdyttää esimerkiksi nestemäisen tyyppien avulla.

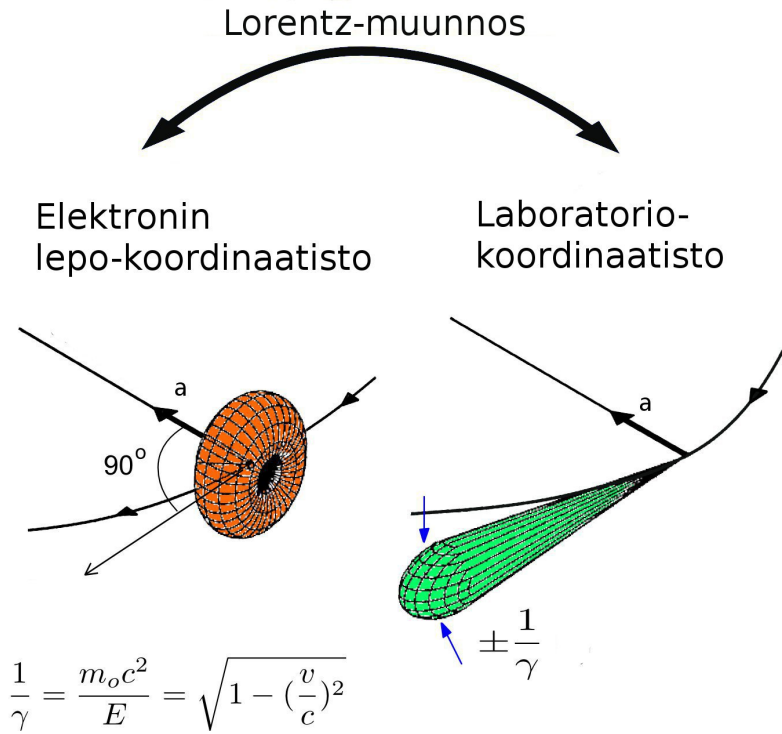
Säteilylinja ohjaa synkrotronisäteilyn pääte- eli koeasemalle, jossa säteily ohjataan tutkittavaan näytteeseen. Näytteestä sironnut sähkömagneetti-

nen säteily tai näytteen mahdollisesti emittoima sähkömagneettinen tai hiukkassäteily havaitaan tarkoitukseen sopivilla analysaattoreilla. Analysaattorien antama data siirtyy tietokonejärjestelmiin, joten sitä voidaan analysoida muuallakin kuin itse synkrotronilaitoksessa.

Jokainen säteilylinja ja koeasema on suunniteltu ja säädetty sille tarkoitettua tutkimusta varten sopivaksi ja siksi eri säteilylinjat ovat keskenään hieman erilaisia. [1], [13], [14], [15], [16], [17]

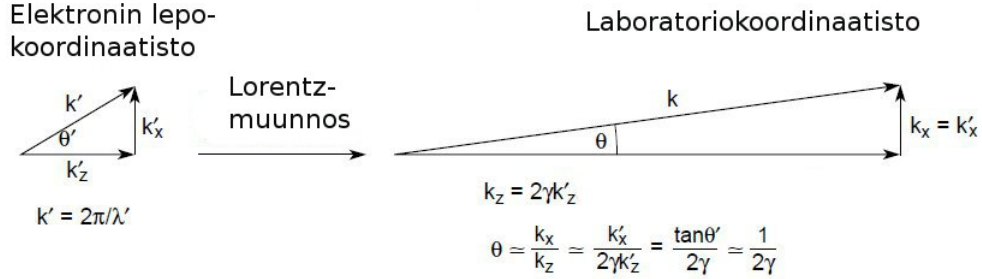
### 3.2 Taivutusmagneettien tuottama säteily

Kulkiessaan taivutusmagneettien magneettikentässä elektronisuihkun elektronit ovat siis kiihtyvässä liikkeessä ja emittoivat sähkömagneettista säteilyä kuvan 5 mukaisesti. Klassisen sähköopin mukaan kiihtyvässä liikkeessä oleva hiukkanen, tässä tapauksessa elektroni, emittoi säteilyä kuten värähtelevä dipoli. Tällöin säteilyä emittoituu kuvan 6 vasemmanpuoleisen kuvion mukaisesti kaikkiin suuntiin säteilyn maksimin ollessa kiihtyvyyteen nähden kohtisuorissa suunnissa hiukkasen liikkeen suunnasta ja nopeudesta riippumatta. Synkrotronin taivutusmagneeteissa syntyvä säteily suuntautuu kuitenkin eteenpäin radan tasossa olevana ohuena viuhkana. Tämä johtuu siitä, että synkrotronissa elektronit liikkuvat relativistisilla nopeuksilla. Tällöin säteily suuntautuu eteenpäin radan tangentin suuntaisena kapeana keilana kuvan 6 oikeanpuoleisen kuvion tavoin. Kun elektronit ovat hetken aikaa kaarevalla radalla emittoiden säteilyä kapeana keilana, on lopputuloksena ohut viuhkan muotoinen säteilykuvio.



Kuva 6. Klassisen sähköopin mukainen elektroni emittoi ympäräradalla ollessaan säteilyä värähtelevän dipolin tavoin. Tällöin säteilyä emittoituu vasemmanpuoleisen kuvion mukaisesti. Synkrotronissa elektroni liikkuu kuitenkin lähes valon nopeudella ja kun huomioon otetaan koordinaatistomuunnoksessa Lorentz-kertoimen aiheuttama relativistinen Doppler-ilmiö, syntyvä säteily muodostaa oikeanpuoleisen kuvion mukaisen kapean keilan. Kuva muokattu lähteestä [18].

Relativistisen elektronin emittoiman säteilykeilan leveys voidaan selvittää tarkastelemalla esimerkiksi emittoituvan fotonin aaltovektorien tai liikemäärävektorien käyttäytymistä elektronien lepokoordinaatistossa sekä laboratoriokoordinaatistossa kuvan 7 mukaisesti.



Kuva 7. Relativistisen elektronin tuottaman säteilyn aaltovektorit elektronin lepokoordinaatistossa (vasemmalla) sekä laboratoriokoordinaatistossa (oikealla). Relativistisen Doppler-ilmiön vuoksi säteilykeilan puolikulmaksi tulee  $\theta = \frac{1}{2\gamma}$  ja keilan koko leveydeksi  $\frac{1}{\gamma}$ . Kuva muokattu lähteestä [13].

Tarkastellaan relativistisen elektronin emittoiman fotonin aaltovektoria ensin elektronin lepokoordinaatistossa. Aaltovektorilla  $k'$  on tällöin kaksi kohtisuoraa komponenttia, elektronin liikkeen suuntainen  $k'_z$  sekä keskeiskiihtyvyyden suuntainen  $k'_x$ .

Siirryttäessä laboratoriokoordinaatistoon kiihtyvyyden suuntainen komponentti säilyy muuttumattomana ( $k_x = k'_x$ ), mutta elektronin liikkeen suuntaisessa komponentissa täytyy huomioida relativistinen Doppler-ilmiö. Liikkeen suuntaiseksi komponentiksi saadaan siis  $k_z = 2\gamma k'_z$ , missä  $\gamma$  on Lorentz-kerroin:

$$\begin{aligned}\gamma &= \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \text{missä } \beta = \frac{v}{c}\end{aligned}\tag{25}$$

Yhtälössä  $v$  on elektronin nopeus ja  $c$  valonnopeus. Synkrotronin elektronien Lorentz-kerroin voidaan laskea myös suoraan niiden liike-energian  $E_e$  avulla:

$$\begin{aligned}\gamma &= \frac{E_e}{mc^2} \\ &\approx 1957 \cdot E_e(\text{GeV}).\end{aligned}\tag{26}$$

Alempi approksimaatio antaa Lorentz-kertoimen arvon suoraan, kun yhtälöön sijoitetaan  $E_e$  gigaelektronivoltteina.

Koska synkrotronissa elektronien nopeudet ovat hyvin lähellä valonnopeutta ( $v \approx c$ ), aaltovektorin z-komponentti on huomattavasti suurempi kuin x-komponentti eli  $k_z \gg k_x$ . Tällöin voidaan approksimoida säteilykeilan puolileveyttä  $\theta$ :

$$\begin{aligned}\theta &\approx \frac{k_x}{k_z} \approx \frac{k'_x}{2\gamma k'_z} = \frac{\tan \theta'}{2\gamma} \\ &\approx \frac{1}{2\gamma}\end{aligned}\tag{27}$$

Säteilykeilan koko leveys näin ollen  $1/\gamma$ .

Taivutusmagneettien ja wigglereiden tuottaman säteilyn spektri on jatkuva (kuva 11) ja siksi niiden yhteydessä käytetään usein käsitettä kriittinen energia. Kriittinen energia jakaa synkrotronisäteilyn spektrin kahteen osaan. Sekä kriittistä energiaa suurempienergisemmän että pienempienergisemmän spektrin osan säteilyenergia on puolet säteilyn kokonaisenergiasta. Kriittinen energia noudattaa yhtälöä

$$E_c = h\nu_c = \hbar\omega_c = \frac{3e\hbar B\gamma^2}{2m},\tag{28}$$

missä  $h$  on Planckin vakio ja  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$  redusoitu Planckin vakio,  $\nu_c$  kriittinen taajuus ja  $\omega_c = 2\pi\nu_c$  kriittinen kulmataajuus,  $B$  on taivuttavan kentän magneettivuon tiheys,  $e$  on elektronin varaus ja  $m$  elektronin lepomassa. Yhtälö (28) voidaan yksinkertaistaa muotoon



$$E_c(\text{keV}) = 0,6650 \cdot E_e^2(\text{GeV}) \cdot B(\text{T}). \quad (29)$$

Yhtälö (29) antaa säteilyn kriittisen energian kiloelektronivoltteina, kun magneettivuon tiheys sijoitetaan yhtälöön tesloina ja synkrotronissa kiertävän elektronin liike-energia ( $E_e = \gamma mc^2$ ) gigaelektronivoltteina. Kriittisen energian sijasta voidaan käyttää myös kriittistä aallonpituutta  $\lambda_c$ :

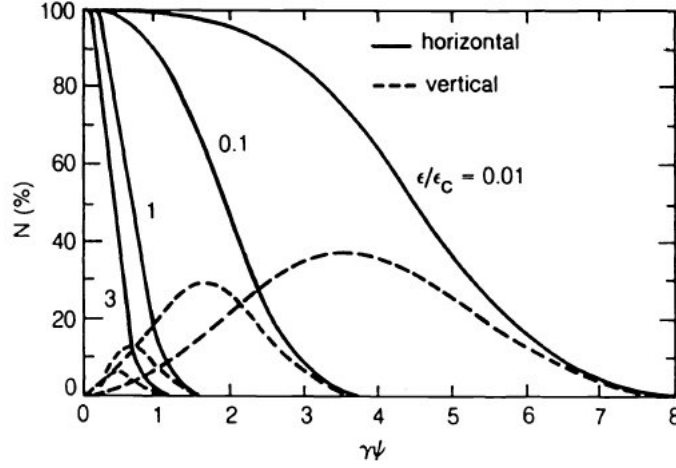
$$\begin{aligned} \lambda_c &= \frac{hc}{E_c} = \frac{4\pi mc}{3eB\gamma^2} \\ \lambda_c(\text{nm}) &= \frac{1,864}{E_e^2(\text{GeV}) \cdot B(\text{T})} \end{aligned} \quad (30)$$

Alempi yhtälö antaa kriittinen aallonpituuden nanometreinä.

Heisenbergin epätarkkuusperiaatteen avulla voidaan johtaa taivutusmagneettien synnyttämien fotonien energian tarkkuudelle seuraava yhtälö:

$$\Delta E \geq \frac{2e\hbar B\gamma^2}{m} \quad (31)$$

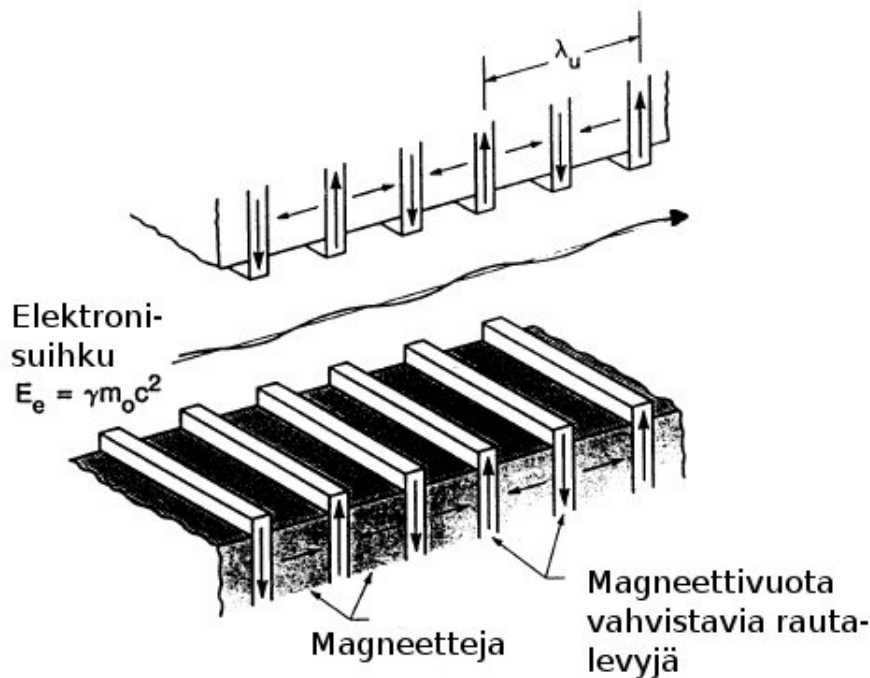
Elektronien radan tasossa taivutusmagneettien tuottama säteily on lineaarisesti polarisoitunutta eli säteilyn sähkökentällä on vain tason suuntainen, vaakasuora komponentti. Tason ylä- ja alapuolella säteilyllä on sekä vaakasuora (horisontaalinen) että pystysuora (vertikaalinen) komponentti, eli säteily on elliptisesti polarisoitunutta. Kuvassa 8 on esitetty säteilyn polarisaation komponenttien jakautuminen eri havaintokulmilla. Nostamalla tai laskemalla elektronisuihkun suuntaa vaakasuorasta tasosta taivutusmagneettien välissä voidaan lisätä emittoituneen säteilyn polarisaation pystysuoraa komponenttia ja tuottaa myös ympyräpolarisoitua säteilyä. [13], [14], [19], [20], [21]



Kuva 8. Taivutusmagneetin tuottaman säteilyn vaaka- ja pystysuoran polarisaation komponentin normalisoitu intensiteetti havaintokulman  $\psi$  funktiona. Säteilyn energia vaikuttaa selvästi polarisaatioon. Kunkin käyrän viereen on merkitty havainnoidun säteilyn energian ja kriittisen energian suhde. [19]

### 3.3 Undulaattorit ja wigglerit

Synchrotronisäteilyä tuotetaan taivutusmagneettien lisäksi myös varastorenkkaan suorille osioille sijoitetuilla lisälaitteilla (engl. *insertion devices*) eli wigglerillä ja undulaattoreilla. Molemmat ovat magneettijonolähteitä, jotka perustuvat kuvan 9 mukaisesti elektronien radan molemmille puolille sijoitetuista voimakkaista magneettisarjoista. Magneettisarjoissa magneettikentän suunta vaihtelee, jolloin elektronit liikkuvat sinikäyrää muistuttavaa mutkittelevaa rataa ja näin emittoimaan säteilyä. Kuten taivutusmagneettien tapauksessa, relativistinen Doppler-ilmiö vaikuttaa myös wigglerin ja undulaattorin muodostaman säteilykuvion muotoon tehden siitä kapean keilan.



Kuva 9. Synkrotronisäteilyn tuottamiseen käytetyt lisälaitteet eli wigglerit ja undulaattorit perustuvat pitkiin magneettisarjoihin, jotka poikkeuttavat elektroneja suoralta radalta ja saavat ne emittoimaan säteilyä. Magneettijakson pituus  $\lambda_u$  on tavallisesti muutamia senttimetrejä ja jaksojen lukumäärä  $N$  jotain kymmeniä. Kuva muokattu lähteestä [19].

Undulaattorien ja wigglerien tuottaman säteilyn ominaisuuksiin vaikuttavat magneettijakson pituus  $\lambda_u$ , jaksojen lukumäärä  $N$  sekä magneettien aiheuttaman kentän magneettivuon tiheys  $B_0$ . Magneettisarjojen sopivalla rakenteella ja asettelua säätämällä voidaan vaikuttaa myös tuotetun säteilyn polarisaatioon. Tätä käsitellään osiossa 4. Magneettijonot koostuvat useimmiten kestmagneeteista, mutta myös sähkömagneetteja voidaan käyttää.

Elektronin lepokoordinaatistossa tarkasteltuna undulaattorin läpi kulkevaan elektroniin vaikuttavaan magneettikentän jakson pituuteen  $\lambda'_u$  vaikuttaa relativistisuuden huomioiva Lorentz-kerroin, samoin elektronin emittoi-

man säteilyn taajuuteen  $f'$ :

$$\lambda'_u = \frac{\lambda_u}{\gamma} \quad f' = \frac{c}{\lambda'_u} = \frac{c\gamma}{\lambda_u} \quad (32)$$

Laboratoriokoordinaatistossa havaittuun taajuuteen  $f$  vaikuttaa relativistinen Doppler-ilmiö:

$$f = \frac{f'}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)} = \frac{c}{\lambda_u(1 - \beta \cos \theta)} \quad (33)$$

Säteilykeilan keskusakselilla ( $\theta = 0$ ) havaittu säteilyn taajuus on

$$f = \frac{c}{\lambda_u(1 - \beta)} \quad (34)$$

Käyttämällä approksimaatiota

$$\gamma^2 = \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right)^2 = \frac{1}{(1 - \beta)(1 + \beta)} \approx \frac{1}{2(1 - \beta)} \quad (35)$$

saadaan havaitulle taajuudelle ja aallonpituudelle yhtälöt

$$f = \frac{2\gamma^2 c}{\lambda_u} \quad (36)$$

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2}.$$

Kun huomioidaan lisäksi säteilykeilan akselin ulkopuolisen säteilyn sekä elektronien epälineaarisen radan vaikutus aallonpituuteen, päädytään ns. undulaattoriyhtälöön:

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left( 1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \theta^2 \right) \quad (37)$$

Unduaattorisäteilyn fotonien energia kiloelektronivoltteina voidaan laskea myös suoraan seuraavan yhtälön avulla:

$$E(\text{keV}) = \frac{0,9496 \cdot E_e^2(\text{GeV})}{\lambda_u(\text{cm})(1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2\theta^2)} \quad (38)$$

Yhtälöissä  $\theta$  on säteilykeilan akselin ja emittoituneen säteilyn välinen kulma ja  $K$  on lisälaitteen magneettivuon tiheydestä ja magneettijaksonjakson pituudesta riippuva vakio, joka määritellään seuraavasti:

$$K = \frac{eB_0\lambda_u}{2\pi mc} = 0,9337 \cdot B_0(\text{T}) \cdot \lambda_u(\text{cm}). \quad (39)$$

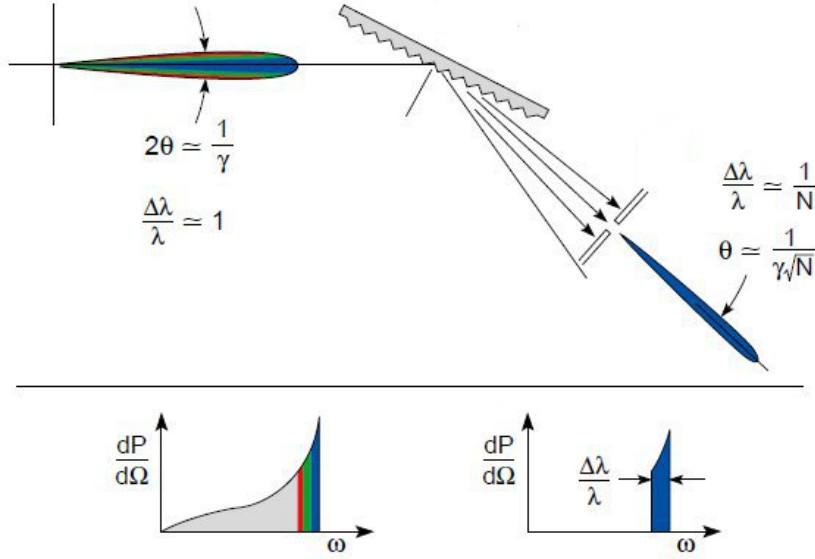
Lisälaitteet voidaan jakaa wigglereihin ja undulaattoreihin  $K$ :n arvoa tarkastelemalla. Undulaattoreilla  $K \ll 1$  tai  $K \approx 1$  ja wigglereillä  $K \gg 1$ . Undulaattoreissa magneettien voimakkuudet ja magneettijaksojen pituudet ovat siis pienempiä kuin wigglereissä.

Undulaattorissa elektronien radan kulmapoikkeamat  $\theta_e$  ovat pieniä verrattuna säteilykeilan leveyteen eli  $\theta_e < 1/2\gamma$ . Kuten yhtälöistä (37) ja (38) voidaan havaita, undulaattorin tuottama säteily sisältää vain kapean energia-alueen (aallonpituuden), kun tarkastellaan säteilyä lähellä säteilykeilan akselia, eli kun  $\theta \approx 0$ . Suuremmilla kulmilla emittoituva säteily sen sijaan sisältää useampia aallonpituuksia. Kun suuremmat säteilykulmat suodatetaan pois, jää jäljelle kapea säteilykeila, joka näkyy säteilyspektrissä kapeana monokromaattisena ja erittäin intensiivisenä piikkinä (kuvat 10 ja 11). Kun näin saadun keskussäteilykeilan puolileveys on luokkaa

$$\theta_{cen} \approx \frac{1}{\gamma\sqrt{N}}, \quad (40)$$

on säteilyn aallonpituuden tarkkuus tällöin

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{N}. \quad (41)$$



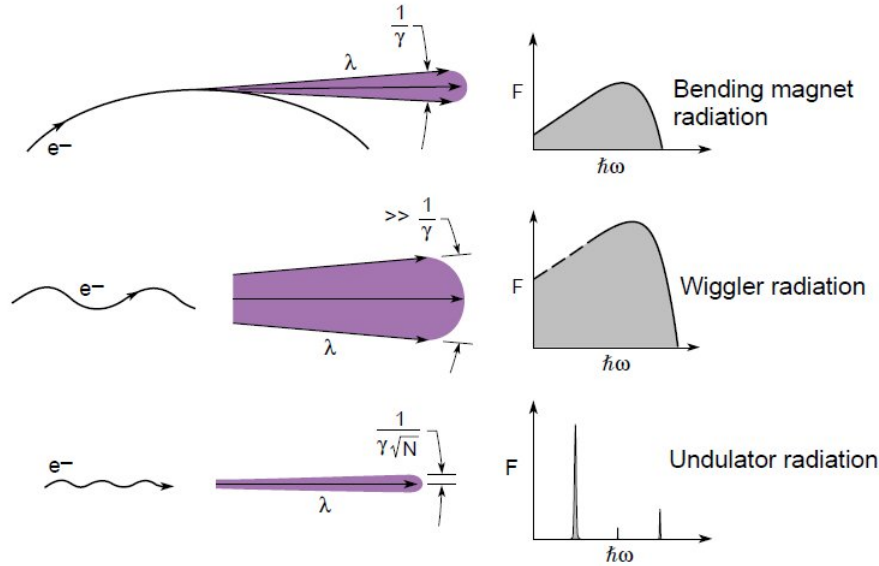
Kuva 10. Ennen monokromaattoria undulaattorin tuottaman säteilykeilan leveys on luokkaa  $\frac{1}{\gamma}$ . Keilan laidoilla oleva säteily sisältää lyhyempiä aallonpituuksia kuin keilan keskiosa. Monokromaattorin jälkeen säteilykeilan leveys on enää  $\frac{1}{\gamma\sqrt{N}}$ , mutta säteily on erittäin monokromaattista. Kuva muokattu lähteestä [20].

Undulaattorissa elektronien emittoimat sähkömagneettiset aallot vahvistavat toisiaan undulaattoriyhtälön (37) osoittamalla aallonpituudella. Konstruktiivinen interferenssi tapahtuu myös tätä lyhyemmillä aallonpituuksilla. Nämä aallonpituuksien harmoniset monikerrat synnyttävät säteilyä, jonka aallonpituus noudattaa yhtälöä

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2 n} \left( 1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \theta^2 \right). \quad (42)$$

Yhtälössä  $n = 1, 2, 3, \dots$  on harmoninen kertaluku. Akselin suunnassa emittoituvalla säteilyllä  $n$  on pariton. Kun  $n = 1$ , päädytään yhtälöön (37). Nämä aallonpituuksien harmoniset monikertojen vuoksi undulaattorisäteilyn spektrissä näkyy useita säteilypiikkejä, kuten kuvassa 11.

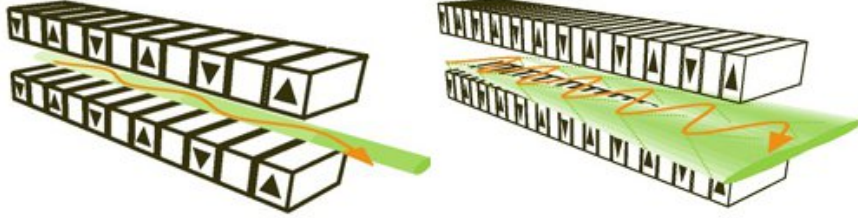
Undulaattorin kirkkaus riippuu magneettijaksojen lukumäärästä neliöllisesti, eli  $I \sim N^2$ . Näin ollen pitkillä undulaattoreilla voidaan saavuttaa erittäin suuri säteilyn intensiteetti.



Kuva 11. Vasemmalla on havainnollistettu elektronin liikeraataa taivutusmagneetissa, wigglerissä ja undulaattorissa sekä esitetty niiden tuottamien säteilykeilojen muodot. Oikealla on näillä menetelmillä tuotettujen säteilyjen fotonivuo (*flux*,  $F$ ) energian  $\hbar\omega$  funktiona. [13]

Wigglerit ovat perusrakenteeltaan undulaattorien kaltaisia, kuvan 9 mukaisia magneettijonolähteitä, mutta wigglerillä termi  $K \gg 1$ , tavallisesti  $K > 10$ . Tämä tarkoittaa sitä, että wigglerien magneettivuon tiheys  $B_0$  on selvästi suurempi ja usein myös magneettijakso  $\lambda_u$  pitempi kuin undulaattoreissa. Näin ollen elektronit kulkevat wigglerien magneettijonojen välissä huomattavasti kaarevampaa rataa (kuva 12) ja emittoivat säteilyä selvästi leveämpänä säteilykeilana kuin undulaattoreissa. Leveämmän säteilykeilan vuoksi wigglerien tuottama kirkkaus on pienempi, sillä fotonit jakautuvat laajemmalle alueelle. Toisaalta voimakkaamman magneettikentän ja radan

suuremman taipumisen ansiosta emittoituneiden fotonien energia on suurempi.



Kuva 12. Wigglereissä (oikealla) elektronien liikeradan poikkeamat ovat selvästi suurempia kuin undulaattorissa (vasemmalla). Tästä syystä wigglerien tuottama säteilykeila on selvästi pienempi ja siten myös kirkkaus on pienempi kuin undulaattorien tapauksessa, mutta wigglerit tuottavat korkeaan energian fotoneja. Kuva muokattu lähteestä [16].

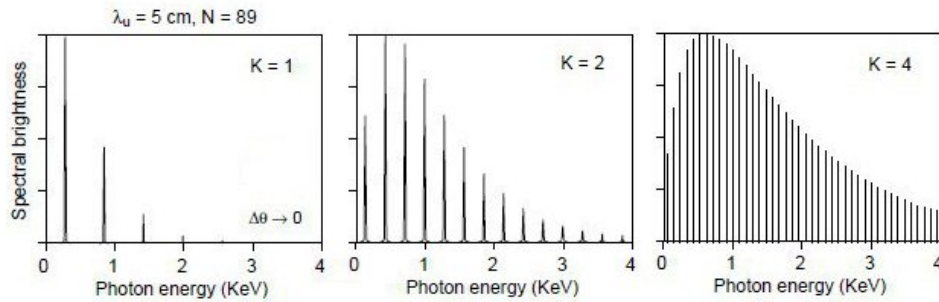
Wigglerien voidaan yksinkertaistettusti ajatella olevan sarja peräkkäisiä taivutusmagneetteja, joissa jokaisen magneettijakson aikana tapahtuu kaksi elektronien radan taivutusta. Näin ollen wigglerin tuottama intensiteetti on noin  $2N$ -kertainen verrattuna taivutusmagneetin tuottaman säteilyn intensiteettiin. Wigglerin tuottaman säteilyn kriittinen energia noudattaa yhtälöä

$$E_c = \hbar\omega_c = \frac{3e\hbar B_0 \gamma^2}{2m}, \quad (43)$$

joka on samaa muotoa kuin taivutusmagneettien kriittisen energian yhtälö (28). Wigglereissä voidaan kuitenkin käyttää voimakkaampia magneetteja kuin taivutusmagneeteissa, jolloin saavutetaan suurempi fotonien energia.

$K$ :n arvon kasvaessa magneettijonolähteen spektriin muodostuu lisää säteilypiikkejä ja lopulta ne alkavat mennä keskenään päällekkäin. Näin undulaattorin spektrille ominaiset piikit katoavat ja muodostuu wigglerille ominainen jatkuva spektri, kuten kuvassa 13. Undulaattorien ja wigglerien välille ei voida vetää selkeää rajaa.





Kuva 13. Magneettijonolähteen säteilyn kirkkaus energian funktiona käytettäessä pientä havaintokulmaa  $\Delta\theta$  eri  $K$ :n arvoilla. Kun magneettijonolähteessä käytetty magneettivuon tiheys  $B_0$  ja sitä kautta myös termi  $K$  kasvaa, syntyy säteilyn spektriin lisää piikkejä.  $K$ :n kasvaessa myös säteilykeilan koko kasvaa ja havaintokulmaa suurennettaessa säteilyn piikit yhdistyvät jatkuvaksi spektriiksi. Kuva muokattu lähteestä [1].

Edellä kuvattujen, kuvan 9 mukaisten yksinkertaisten tasossa olevien magneettijonolähteiden tuottama säteily on aina lineaarisesti polarisoitua. Muokkaamalla magneettijonojen magneettien sijoittelua sopiviksi voidaan kuitenkin tuottaa elliptisesti polarisoitua tai ympyräpolarisoitua synkrotronisäteilyä. Näitä menetelmiä käsitellään undulaattoreiden osalta osiossa 4.2. [1], [19], [22]

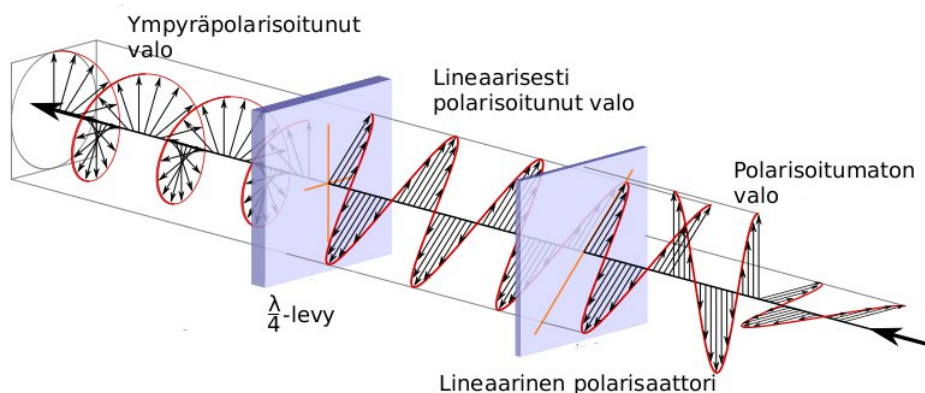
## 4 Ympyräpolarisoitu synkrotronisäteily

### 4.1 Ympyräpolarisaatio tavanomaisella optiikalla

Ympyräpolarisoitua valoa voidaan tuottaa suhteellisen yksinkertaisesti lineaarisesti polarisoidusta valosta ns. neljäsosa-aallonpituuslevyn ( $\frac{\lambda}{4}$ , engl. *quarter-wave plate*) avulla.  $\frac{\lambda}{4}$ -levy on ns. hidastuslevy (engl. *retardation plate*), eli optinen laite, jolla saadaan aikaiseksi vaihe-ero  $\Delta\phi$  polarisaation eri komponenttien välille. Hidastuslevyt perustuvat siihen, että ne on valmistettu kahtaistaittavasta materiaalista. Kahtaistaittavalla materiaalilla on eri taitekertoimet sen optisen akselin suuntaiselle ja sitä kohtisuoraan etenevälle valolle. Näin ollen optisen akselin suuntaisen sähkökenttävektorin omaava valo etenee kahtaistaittavassa materiaalissa eri nopeudella kuin akseliin nähden kohtisuoran sähkökentän omaava valo.

Läpäistessään tällaisesta materiaalista valmistetun hidastuslevyn valon optisen akselin suuntaisen ja sitä vastaan kohtisuoran komponentin välille syntyy vaihe-ero. Vaihe-eron suuruuteen vaikuttavat valon aallonpituus, taitekertoimet sekä levyn paksuus. Oikean paksuisella levyllä saavutetaan siis komponenttien välille haluttu vaihe-ero. Kun vaihe-ero on esimerkiksi  $\frac{\pi}{2} = 90^\circ$ , on kyseessä  $\frac{\lambda}{4}$ -levy.

Valon polarisaatiota voidaan siis muuttaa hidastuslevyn avulla. Lineaarisesti polarisoitunut valo voidaan muuttaa ympyräpolarisoituneeksi  $\frac{\lambda}{4}$ -levyn avulla.  $\frac{\lambda}{4}$ -levyn optisen akselin ja lineaarisen polarisaation suunnan on oltava  $45^\circ$  kulmassa toisiinsa nähden (Kuva 14). Lineaarisesti polarisoituneen valon sähkökentän voidaan ajatella koostuvan kahdesta keskenään kohtisuorasta, samassa vaiheessa olevasta komponentista. Kulkiessa hidastuslevyn läpi komponenttien välille syntyy vaihe-ero, tässä tapauksessa siis  $\frac{\pi}{2}$  ( $= 90^\circ$ ), jolloin tuloksena on ympyräpolarisaatio. Käyttämällä eri vaihe-eron tuottavaa hidastuslevyä tai muuttamalla hidastuslevyn optisen akselin suuntaa voidaan tuottaa myös elliptinen polarisaatio.



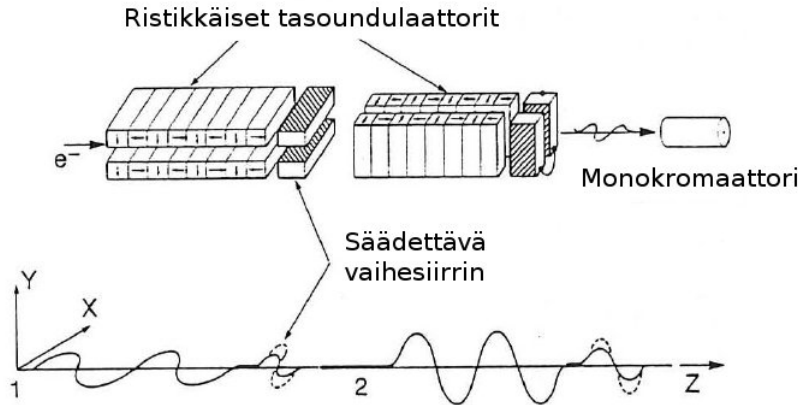
Kuva 14. Ympyräpolarisoidun valon tuottaminen lineaarisen polarisaattorin ja  $\frac{\lambda}{4}$ -levyn avulla. Kun lineaarisesti polarisoitunut valo ohjataan  $\frac{\lambda}{4}$ -levyn läpi siten, että sähkökenttävektorin värähdysuunta on  $45^\circ$  kulmassa hidastuslevyn optiseen akseliin nähden, on levyn läpäissyt valo ympyräpolarisoitua. [23]

Lineaarisia polarisaattoreita ja hidastuslevyjä voidaan käyttää ympyräpolarisaation tuottamiseen näkyvän valon ja osittain myös ultraviolettivalon aallonpituuksilla. Aallonpituuden pienentyessä säteilyn optiset ominaisuudet muuttuvat ja polarisaattorit absorboivat suuren osan säteilystä, joten tätä menetelmää ei voida käyttää intensiivisen ympyräpolarisoidun korkeaenergisemmän vakuumi-UV-säteilyn (VUV) tai röntgensäteilyn polarisaation muuttamiseen. Lisäksi hidastuslevyillä ja polarisaattoreilla tuotetun polarisaation monipuolisuus ja säädettävyys ovat selvästi heikompia verrattuna magneettijonolähteillä tuotetun säteilyn polarisaatio-ominaisuuksiin. Tämän vuoksi ympyräpolarisoidun säteilyn tuottamiseen käytetään tähän tarkoitukseen suunniteltuja wigglereitä ja undulaattoreita. [4], [5], [7], [24]

## 4.2 Ympyräpolarisaation tuottamiseen käytetyt undulaattorit

Ympyräpolarisoitua synkrotronisäteilyä tuottavien undulaattoreiden ja wigglerien toiminta perustuu magneettisarjojen monimutkaisempaan rakenteeseen tai sijoitteluun verrattuna kuvan 9 mukaiseen, lineaarisen polarisaation tuottavaan ”tavalliseen” lisälaitteeseen. Ympyräpolarisaation syntymisen edellytys on, että magneettijonot tuottavat sekä vaaka- että pystysuoran elektroneja poikkeuttavan magneettikentän. Seuraavaksi esitellään lyhyesti kolme erilaista undulaattorirakennetta, joilla tuotetun säteilyn polarisaatiota voidaan muuttaa. Myös muunlaisia rakenteita voidaan käyttää.

Ristikkäisessä tasoundulaattorissa (engl. *crossed planar undulator*) on kaksi peräkkäistä, kuvan 15 mukaisesti toisiinsa nähden kohtisuoraan asetettua undulaattoria. Elektronisuihkun kulkiessa vaakasuoran undulaattorin läpi syntyy vaakasuorassa tasossa lineaarisesti polarisoitunutta säteilyä ja vastaavasti pystysuora undulaattori synnyttää pystysuoraan polarisoitunutta säteilyä. Kun syntynyt säteily ohjataan monokromaattorin läpi, on lopputuloksena elliptisesti polarisoitunutta säteilyä, jonka sähkökentän komponenttien vaihe-ero  $\Delta\phi$  riippuu elektronien undulaattorien välillä kulkemasta matkasta.

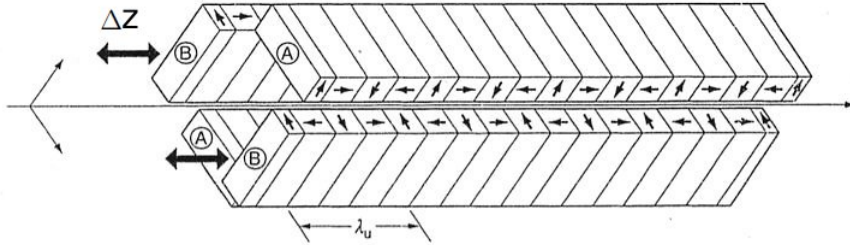


Kuva 15. Ristikkäisen tasoundulaattorin rakenne. Kohtisuorat magneettisarjat synnyttävät säteilylle vaaka- ja kohtisuorat komponentit, joiden vaihe-eroa voidaan säätää vaihesiirrimen avulla. Kuva muokattu lähteestä [22].

Undulaattorien väliin on asetettu tarkasti säädeltävä sähkömagneetti, jolla elektronien rataa voidaan poikkeuttaa ja siten niiden kulkemaa matkaa pidentää haluttu määrä. Sähkömagneetti toimii siis vaihesiirtimenä (engl. *phase shifter*), jolla voidaan tuottaa polarisaation komponenttien välille haluttu vaihe-ero. Vaihesiirtimen avulla ristikkäisellä tasoundulaattorilla voidaan tuottaa halutun polarisaation omaavaa säteilyä, myös ympyräpolarisoitua.

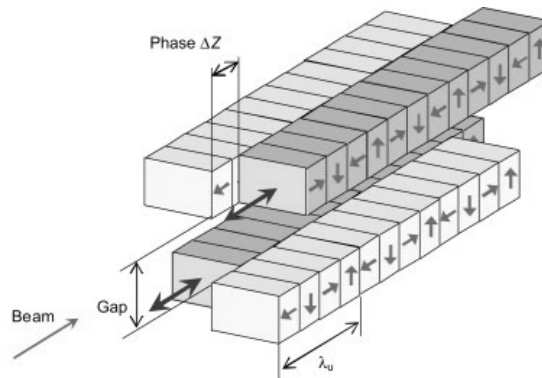
Ympyräpolarisaatio voidaan tuottaa myös helikaalisella undulaattorilla (engl. *helical undulator*), joka saa elektronisuihkun kulkemaan spiraaliradalla ja emittoimaan säteilyä, jonka polarisaatio riippuu spiraalin muodosta.

Helikaalinen undulaattori voidaan rakentaa usealla eri tavalla. Kaksi toisiinsa nähden kohtisuoraa undulaattoria voidaan sijoittaa kuvan 16 mukaisesti samaan kohtaan, jolloin elektronien radan ympärillä on yhtensä neljä magneettijonosarjaa  $90^\circ$  kulmassa toisiinsa nähden. Tällöin puhutaan ristikkäisestä päällekkäisundulaattorista (engl. *crossed overlapped undulator*).



Kuva 16. Ristikkäisessä päällekkäisundulaattorissa elektronisuihkun vastakkaisille puolille on asetettu kaksi undulaattoria, joista toista voidaan liikuttaa elektronien radan suuntaisesti. Näin elektronien liikeradan muotoa voidaan vaihdella ja syntyneen säteilyn polarisaatio voidaan valita vapaasti. Kuva muokattu lähteestä [25].

Helikaalinen undulaattori voi koostua Apple II-tyypin undulaattoreiden tapaan myös neljästä magneettijonosta, joista kaksi on elektronien radan yläpuolella ja kaksi alapuolella.



Kuva 17. Apple II undulaattorin kaavakuva. Sekä elektronien radan ylä- että alapuolella on kaksi magneettijonoa, joista kahta ristikkäistä voidaan liikuttaa pituussuunnassa ja näin muuttaa elektronien liikerataa ja syntyneen säteilyn polarisaatiota. Myös magneettijonojen välistä etäisyyttä voidaan muuttaa. [26]

Helikaalisen undulaattorin magneettikenttä on siis kierteinen ja saa elektronit liikkumaan spiraalin muotoisella helikaalisella radalla. Magneettikentän muotoa ja sitä kautta elektronien rataa voidaan muuttaa liikuttamalla osaa magneettisarjoista eli muuttamalla undulaattorin vaihesiirtymää  $\Delta z$  (engl. *phase shift*). Tällöin muuttuu myös säteilyn sähkökentän kohtisuorien komponenttien välinen vaihe-ero  $\Delta\phi$  ja polarisaatio.

Helikaalisilla undulaattoreilla voidaan tuottaa säteilylle mikä tahansa elliptinen polarisaatio, myös lineaarinen tai ympyräpolarisaatio. Lisäksi lineaarisen polarisaation suuntaa voidaan muuttaa vertikaalisen ja horisontaalisen välillä ja ympyräpolarisaation kätisyttä vaihtaa. Osassa undulaattoreista voidaan muuttaa myös magneettijonojen välistä etäisyyttä. Tämä vaikuttaa magneettivuon tiheyteen  $B_0$  ja sitä kautta emittoituvan säteilyn aallonpituuteen.

Samaa pysty- ja vaakasuorien magneettikenttien yhteisvaikutusta voidaan käyttää myös ympyräpolarisoidun tai elliptisesti polarisoidun wigglersäteilyn tuottamiseen. [8], [9], [22], [24], [27]

### 4.3 Ympyräpolarisoitua synkrotronisäteilyä tuottava MAX IV-laboratorion I1011-säteilylinja

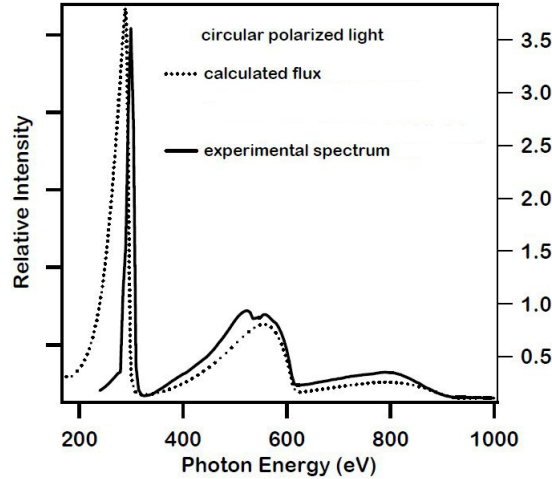
MAX IV-laboratorion suurin valmis varastorengas, MAX II on ympärysmitaltaan 90 metriä. Varastorengaaseen syötettyjen elektronien energia on 400 MeV ja ne kiihdytetään renkaassa 1500 MeV energiaan, jolloin niiden nopeus on 99,99999 % valonnopeudesta. Renkaassa kulkeva maksimivirta on 280 mA.

MAX II-varastorengaaseen yhteydessä on I1011-säteilylinja, jonka lähteenä toimii elliptisen polarisaation tuottava undulaattori. Undulaattori on 2,14 metriä pitkä ja koostuu 45:stä 46,6 mm pituisesta magneettijaksosta. Maksimaalinen magneettivuon tiheys on 0,58 T. 100 % ympyräpolarisoitua säteilyä voidaan tuottaa vain ensimmäisellä harmonisella monikerralla, mutta kolmannella monikerralla ympyräpolarisaation aste on yhä  $90 \pm 5$  %. Undulaattorilla voidaan tuottaa oikea- ja vasenkätisesti ympyräpolarisoitua sekä

horisontaalisesti ja vertikaalisesti lineaarisesti polarisoitua säteilyä. Taulukossa 1 on esitetty eri polarisaatioiden aallonpituusalueet. Undulaattorilla tuotettavan säteilyn energia-alue on kokonaisuudessaan noin 200 - 2000 eV. Kuvassa 18 on esitetty ympyräpolarisoidun valon suhteellinen intensiteetti.

	Vaakasuora polarisaatio	Pystysuora polarisaatio	Ympyrä-polarisaatio	Elliptinen polarisaatio
1. monikerta	105-350 eV	170-430 eV	140-400 eV	
2.	320-1000 eV	510-1100 eV		375-1000 eV
3.	530-1500 eV	880-1500 eV		620-1500 eV

Taulukko 1. I1011-säteilylinjan undulaattorin eri harmonisten monikertojen tuottaman säteilyn energia-alueet eri polarisaatioille.



Kuva 18. I1011-säteilylinjan ympyräpolarisoidulle säteilylle määritetty kokeellinen (kiinteä viiva) ja laskennallinen (katkoviiva) suhteellinen intensiteetti. Kuvaajasta voidaan selvästi havaita 1. ja 2. harmoninen monikerta. Kuva muokattu lähteestä [28].



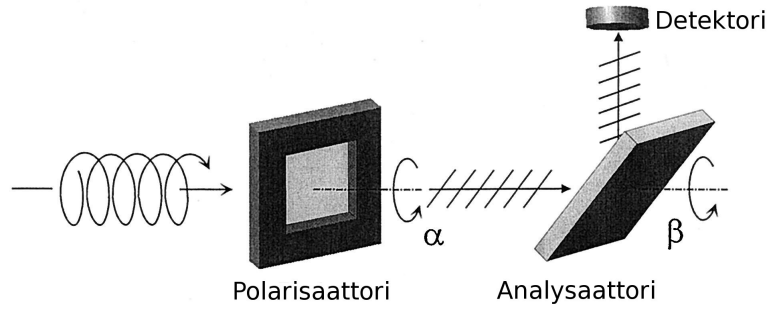
I1011-säteilylinja perustuu on kollimoidun tasosäleikkökollimaattorin (engl. *collimated plane grating monochromator*, cPGM) käyttöön, joka mahdollistaa hyvän resoluution ja suuren fotonivuon laajalla energia-alueella.

Säteilylinjalla tuotettua ympyräpolarisoitua säteilyä käytetään mm. magneettisen ympyrädikroismin ja lineaarisesti polarisoitua säteilyä fotoabsorptioon liittyvissä tutkimuksissa. [2], [28]

## 5 Synkrotronisäteilyn polarisaation määrittäminen

Polarisoidulla säteilyllä suoritettavien tutkimusten kannalta on tärkeää, että säteilylinjan koeasemalla näytteeseen osuvan valon polarisaatio-ominaisuudet tunnetaan mahdollisimman tarkkaan. Periaatteessa undulaattorin tuottaman säteilyn polarisaatio pystytään laskemaan tarkasti magneettijonon magneettikenttien avulla. Käytännössä kuitenkin monet eri tekijät voivat muuttaa koeasemalle saapuvan säteilyn polarisaatiota teoreettisesti lasketusta. Polarisaation muutoksia voi aiheuttaa esimerkiksi pienet vaihtelut elektronien liikeradassa, undulaattorin magneettikentän epähomogeenisuus ja magneettisarjojen pienet poikkeamat tai säteilylinjan optiikka ja sen mahdollinen epätarkkuus. Lisäksi korkeamman kertaluvun harmonisia aallonpituuksia käytettäessä ympyräpolarisaation polarisaatioaste on pienempi kuin 1. kertaluvun tapauksessa. Myös samalla säteilylinjalla tuotettujen oikea- ja vasenkätisten ympyräpolarisaatioiden symmetria ja mahdolliset poikkeamat siitä on tärkeä selvittää.

Synkrotronisäteilyn polarisaation kokeellista määrittämistä varten säteilylinjan loppupäähän sijoitetaan polarisaattori, analysaattori ja valon intensiteetin mittaava detektori. Polarisaattori ja analysaattori on asetettu säteilyn etenemissuuntaan nähden viistosti Braggin lain mukaiseen kulmaan, jolloin transmissio- ja heijastusominaisuuden ovat optimaaliset. Lisäksi polarisaattorin ja analysaattorin kiertokulmia ( $\alpha$  ja  $\beta$ ) säteilyakselin ympäri on voitava muuttaa toisistaan riippumatta. Polarisaation määrittämisessä käytetyn koejärjestelyn kaavakuva on esitetty kuvassa 19.



Kuva 19. Synkrotronisäteilyn polarisaation määrittämisessä käytetyn laitteiston kaavakuva. Polarisaattoria ja analysaattoria voidaan kiertää optisen akselin ympäri toisistaan riippumatta ( $\alpha$  ja  $\beta$ ) ja detektorin havaitseman säteilyn intensiteetti mitataan  $\alpha$ :n ja  $\beta$ :n funktiona. [29]

Polarisaattori toimii hidastuslevynä ja aiheuttaa vaihe-eron  $\Delta\phi$  sen läpäisevän säteilyn komponenttien välille. Elliptisen polarisaation määrittämiseen riittää, että vaihe-ero on joitain kymmeniä asteita. Analysaattorin detektorille heijastaman säteilyn intensiteetti riippuu analysaattorin asennosta ( $\beta$ ) ja sille saapuvan säteilyn polarisaatiosta, joka puolestaan riippuu vaihe-erosta  $\Delta\phi$  ja polarisaattorin asennosta ( $\alpha$ ).

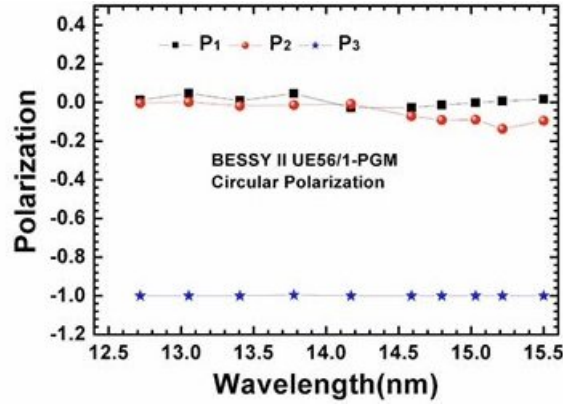
Polarisaattorin optisen akselin suuntainen transmissiokerroin on  $T_p$ , kohtisuora transmissiokerroin  $T_s$  ja transmissiosuhde  $\frac{T_p}{T_s}$ . Vastaavasti analysaattorin optisen akselin suuntainen heijastuskerroin on  $R_p$ , kohtisuora heijastuskerroin  $R_s$  ja heijastussuhde  $\frac{R_p}{R_s}$ . Detektorille saapuvalla intensiteetillä  $I$  on voimassa [9]

$$\begin{aligned}
I = & F \{ [1 + \cos 2\psi_1 \cos 2\psi_2 \cos 2(\alpha - \beta)] \\
& + P_1 [\cos 2\alpha \cos 2\psi_1 \\
& + \frac{1}{2}(1 + \sin 2\psi_1 \cos \Delta\phi) \cos 2\psi_2 \cos 2\beta \\
& + \frac{1}{2}(1 - \sin 2\psi_1 \cos \Delta\phi) \cos 2\psi_2 \cos (4\alpha - 2\beta) ] \\
& + P_2 [\sin 2\alpha \cos 2\psi_1 \\
& + \frac{1}{2}(1 + \sin 2\psi_1 \cos \Delta\phi) \cos 2\psi_2 \sin 2\beta \\
& + \frac{1}{2}(1 - \sin 2\psi_1 \cos \Delta\phi) \cos 2\psi_2 \sin (4\alpha - 2\beta) ] \\
& + P_3 [\sin 2\psi_1 \cos 2\psi_2 \sin \Delta\phi \sin 2(\alpha - \beta)] \} ,
\end{aligned} \tag{44}$$

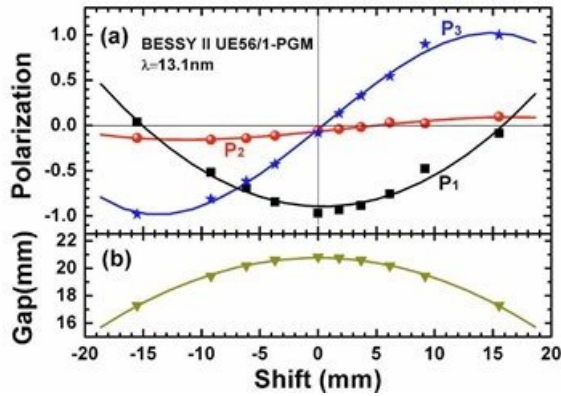
missä  $\tan \psi_1 = \sqrt{T_p/T_s}$  ja  $\tan \psi_2 = \sqrt{R_p/R_s}$ .

Kun intensiteetti mitataan eri  $\alpha$ :n ja  $\beta$ :n arvoilla, yleensä useilla kymmenillä tai sadoilla arvopareilla, voidaan yhtälöstä (44) määrittää numeerisesti seitsemän parametria:  $\psi_1$ ,  $\psi_2$ ,  $\Delta\phi$  ja  $F$  sekä säteilyn polarisaatioominaisuuksia kuvaavat Stokes-Poincarén parametrit ( $P_1$ ,  $P_2$  ja  $P_3$ ). Mittauksilla saadaan siis selvitettyä polarisaation lisäksi myös polarisaattorin ja analysaattorin ominaisuuksia.  $F$  on intensiteetin mittaamisessa käytettävä skaalauskerroin.

Undulaattorien tuottaman säteilyn aallonpituutta ja polarisaatiota voidaan yleensä säädellä. Polarisaatiomittauksissa tutkitaankin yleensä polarisaatio-ominaisuuksien muuttumista undulaattorin eri säädöillä. Kuvassa 20 on esitetty Stokes-Poincarén parametrit säteilyn aallonpituutta muutettaessa ja kuvassa 21 on mitattu parametrit, kun säteilyn aallonpituus on pidetty vakiona ja undulaattorin vaihesiirtymää muutettu.



Kuva 20. BESSY UE56/1-PGM-säteilylinjalla tuotetun ympyräpolarisoidun säteilyn kokeellisesti määritetyt Stokes-Poincarén parametrit eri aallonpituuksilla. Säteily on kaikilla aallonpituuksilla lähes täysin ympyräpolarisoitua ( $|P_3| \approx 1$ ). [30]



Kuva 21. BESSY UE56/1-PGM-säteilylinjalla suoritettujen polarisaatiomittausten tuloksena saadut Stokes-Poincarén parametrit (a) undulaattorin vaihesiirtymän (*shift*) funktiona. Samalla magneettijonojen välistä etäisyyttä (*gap*) on muutettu (b), jotta säteilyn aallonpituus on pysynyt vakiona. Sopivalla vaiheen valinnalla säteilystä saadaan lähes täysin lineaarisesti polarisoitunutta ( $|P_1| = 0,96$ ) tai ympyräpolarisoitunutta ( $|P_3| \geq 0,94$ ). [30]

Polarisaation määrittämisessä käytetään erilaisia polarisaattoreita ja analysaattoreita riippuen säteilyn aallonpituudesta. Ultraviolettisäteilyn ja röntgensäteilyn aallonpituusalueilla polarisaation määrittämiseen käytetyt analysaattorit ja polarisaattorit ovat yleensä monikerroslevyjä, jotka koostuvat kahdesta vuorottelevasta erittäin ohuesta kalvosta. Levyssä yksittäisen kalvokerroksen paksuus on muutamien nanometrien luokkaa. Monikerroslevyjen kalvoina voidaan käyttää useita eri aineita, esimerkiksi molybdeenä ja piitä (Mo/Si), volframia ja boorikarbidia (W/B<sub>4</sub>C) tai kromia ja hiiltä (Cr/C). Kovan röntgensäteilyn aallonpituusalueella polarisaatiomittauksissa käytetään monikerroslevyjen sijasta esimerkiksi pii- tai timanttikiteitä. [9], [29], [30]

## Viitteet

- [1] D. Attwood. *Soft x-rays and extreme ultraviolet radiation: principles and applications*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2000.
- [2] MAX IV Laboratory. *[online]*. [Viitattu 12.12.2012]  
<URL: <https://www.maxlab.lu.se/node/277>>, <URL:  
<https://www.maxlab.lu.se/node/39>> sekä <URL:  
<https://www.maxlab.lu.se/node/706>>.
- [3] S. Alanko. *Luentomoniste: Aaltoliike ja Optiikka, 766329A*. Oulun yliopisto, Fysiikan laitos, Oulu, 2012.
- [4] M. Born & E. Wolf. *Principles of Optics*. Cambridge U.P., New York, 7 edition, 1999.
- [5] Optical Society of America & M. Bass (editor). *Handbook of Optics, Volume I, Fundamentals, Techniques and Design*. McGraw-Hill, U.S.A., 2 edition, 1995.
- [6] Wikipedia. *[online]*. [Viitattu 3.10.2012] <URL:  
[http://en.wikipedia.org/wiki/File:Circular.Polarization.Circularly.Polarized.Light\\_And.Linearly.Polarized.Light.Comparison.svg](http://en.wikipedia.org/wiki/File:Circular.Polarization.Circularly.Polarized.Light_And.Linearly.Polarized.Light.Comparison.svg).
- [7] Optical Society of America & M. Bass (editor). *Handbook of Optics, Volume II, Devices, Measurements, and Properties*. McGraw-Hill, U.S.A., 2 edition, 1995.
- [8] Y. Li, B. Faatz, and J. Pflueger. *3D Polarization properties for crossed-planar undulators*. Deutsches Elektronen-Synchrotron (DESY), Hamburg, 2010.
- [9] H. Wang et al. *Complete polarization analysis of an APPLE II undulator using a soft X-ray polarimeter*. Journal of Synchrotron Radiation, Vol. 19, No. 6, 2012.

- [10] European XFEL. *[online]*. [Viitattu 06.11.2012] <URL: [http://www.xfel.eu/overview/how\\_does\\_it\\_work/](http://www.xfel.eu/overview/how_does_it_work/)>.
- [11] H. Winick. *Synchrotron Radiation Sources: A Primer*. World Scientific Publishing Company, Series on Synchrotron Radiation Techniques, 2010.
- [12] J. Jauhiainen. *Luentomoniste: Röntgenkuuvaus, digitaalinen kuvaus ja tietokonetomografia*. Oulun seudun ammattikorkeakoulu, tekniikan yksikkö, 2003, 2007.
- [13] D. Attwood. *Luentomoniste: Synchrotron Radiation for Materials Science Applications, Intro to Synchrotron Radiation*. University of California, Berkeley and Center for X-Ray Optics Lawrence Berkeley National Laboratory, 2007, Saatavilla myös www-muodossa: <URL: <http://ast.coe.berkeley.edu/srms/2007/Intro2007.pdf>>.
- [14] M. Huttula. *Luentomoniste: Electron and ion spectroscopy, 761673S*. Oulun yliopisto, Fysiikan laitos, Oulu, 2011.
- [15] G. V. Marr (editor). *Handbook on synchrotron radiation, Vol. 2*. North-Holland, Amsterdam, 1987.
- [16] Australian Synchrotron. *[online]*. [Viitattu 29.10.2012] <URL: <http://www.synchrotron.org.au/index.php/synchrotron-science>>, <URL: <http://www.synchrotron.org.au/index.php/about-us/our-facilities/accelerator-physics/how-does-the-australian-synchrotron-work>> sekä <URL: <http://www.synchrotron.org.au/index.php/synchrotron-science/how-is-synchrotron-light-created>>.
- [17] ESRF European Synchrotron Radiation Facility. *[online]*. [Viitattu 29.10.2012] <URL: <http://www.esrf.eu/about/synchrotron-science/synchrotron>> sekä <URL: <http://www.esrf.eu/about/synchrotron-science/beamline>>.



- [18] Deutsches Elektronen-Synchrotron. *[online]*. [Viitattu 14.11.2012]  
<URL: [http://hasylab.desy.de/science/studentsteaching/primers/synchrotron\\_radiation/index\\_eng.html](http://hasylab.desy.de/science/studentsteaching/primers/synchrotron_radiation/index_eng.html).
- [19] K.-J. Kim. *Optical and power characteristics of synchrotron radiation sources*. Optical Engineering, Vol. 34, No. 2, 1995.
- [20] D. Attwood. *Luentomoniste: Bending Magnet Critical Photon Energy and Undulator Central Radiation Cone*. University of California, Berkeley and Center for X-Ray Optics Lawrence Berkeley National Laboratory, 2007, Saatavilla myös [www-muodossa: <URL: http://ast.coe.berkeley.edu/srms/2007/Lec09.pdf>](http://ast.coe.berkeley.edu/srms/2007/Lec09.pdf).
- [21] J. Hunter Dunn et al. *Elliptically polarised soft x-rays produced using a local bump in MAX II - Characterisation of the degree of polarisation*. AIP Conference Proceedings, Vol. 705, No. 1, 2004.
- [22] K.-J. Kim. *A Survey of Synchrotron Radiation Devices Producing Circular or Variable Polarization*. Lawrence Berkeley National Laboratory. Conference on Advanced X-Ray/EUV Sources: Design, Performance and Application, San Diego, CA, 1990.
- [23] Wikipedia. *[online]*. [Viitattu 24.10.2012] <URL: [http://en.wikipedia.org/w/index.php?title=File:Circular.Polarization.Circularly.Polarized.Light\\_Circular.Polarizer\\_Creating.Left.Handed.Helix.View.svg](http://en.wikipedia.org/w/index.php?title=File:Circular.Polarization.Circularly.Polarized.Light_Circular.Polarizer_Creating.Left.Handed.Helix.View.svg).
- [24] L. Nahon & C. Alcaraz. *SU5: a calibrated variable-polarization synchrotron radiation beam line in the vacuum-ultraviolet range*. Applied Optics, Vol. 43, No. 5, 2004.
- [25] M. Yasumoto et al. *Helical-undulator Beamline for Soft X-ray Spectromicroscopy at Saga LS*. IPAP Conference Series 7: Proceedings of the 8th International Conference on X-ray Microscopy, 2006.

- [26] T. Kaneyasu et al. *Scheme for correcting coupling variation induced by insertion devices near linear difference resonance*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. Vol. 641 No. 1, 2011.
- [27] D. Desiderio et al. *The ELETTRA circular polarization beamline and electromagnetic elliptical wiggler insertion device*. Synchrotron Radiation News, Vol. 12, No. 4, 2006.
- [28] I. A. Kowalik et al. *Description of the new I1011 beamline for magnetic measurements using synchrotron radiation at MAX-lab*. Journal of Physics: Conference series, Vol. 211, No 1, 2010.
- [29] F. Schäfers et al. *Soft-X-Ray Polarimeter with Multilayer Optics: Complete Analysis of the Polarization State of Light*. Applied Optics, Vol. 38, No. 19, 1999.
- [30] Z. Wang et al. *Complete polarization analysis of extreme ultraviolet radiation with a broadband phase retarder and analyzer*. Applied Physics Letters, Vol. 90, No. 8, 2007.